

N° D'ORDRE :

859.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR M. F. PERREAU,

Ancien Élève de l'École Normale supérieure,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy.

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DISPERSION ET DE LA RÉFRACTION DES GAZ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 28 juin 1895, devant la Commission d'examen.

MM. LIPPMANN, *Président.*

BOUTY,

DUCLAUX,

Examineurs.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1895

N° D'ORDRE :

859.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES,

PAR M. F. PERREAU,

Ancien Élève de l'École Normale supérieure,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy.

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DISPERSION ET DE LA RÉFRACTION DES GAZ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 juin 1895, devant la Commission d'examen.

MM. LIPPMANN, *Président.*

BOUTY, }
DUCLAUX, } *Examineurs.*

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET FILS, IMPRIMEURS-LIBRAIRES

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1895

ACADÉMIE DE PARIS.

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS.

	MM.	
DOYEN	DARBOUX, Professeur.....	Géométrie supérieure.
PROFESSEUR HONORAIRE ...	PASTEUR.	
	DE LACAZE-DUTHIERS....	Zoologie, Anatomie, Physio- logie comparée.
	HERMITE.....	Algèbre supérieure.
	TROOST.....	Chimie.
	FRIEDEL.....	Chimie organique.
	TISSERAND.....	Astronomie.
	LIPPMANN.....	Physique.
	HAUTEFEUILLE.....	Minéralogie.
	BOUTY.....	Physique.
	APPELL.....	Mécanique rationnelle.
	DUCLAUX.....	Chimie biologique.
PROFESSEURS	BOUSSINESQ.....	Mécanique physique et expé- rimentale.
	PICARD.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	POINCARÉ.....	Calcul des probabilités, Phy- sique mathématique.
	YVES DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physio- logie comparée.
	BONNIER.....	Botanique.
	DASTRE.....	Physiologie.
	DITTE.....	Chimie.
	MUNIER-CHALMAS.....	Géologie.
	GIARD.....	Évolution des êtres organisés.
	WOLF.....	Astronomie.
	CHATIN.....	Zoologie, Anatomie, Physio- logie comparée.
PROFESSEURS ADJOINTS	JOLY.....	Chimie.
	PELLAT.....	Physique.
	KOENIGS.....	Cinématique.
	PAINLEVÉ.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
SECRÉTAIRE	FOUSSEREAU.	

A

MONSIEUR MASCART,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

Hommage de profonde reconnaissance.

F. PERREAU.

PREMIÈRE THÈSE.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

DE

LA DISPERSION

ET DE

LA RÉFRACTION DES GAZ.

Une radiation lumineuse est caractérisée par sa période de vibration T . La vitesse V avec laquelle elle se propage et, par suite, sa longueur d'onde $\lambda = VT$ dépendent du milieu dans lequel se fait la propagation.

Comme il résulte des observations astronomiques, en particulier de ce fait que les étoiles à éclat variable conservent la même teinte, que la vitesse U des différentes radiations est la même dans le vide, on peut encore définir les radiations lumineuses par leur longueur d'onde $\lambda = UT$ dans le vide.

On ne peut pas mesurer directement les longueurs d'onde dans le vide.

Grâce aux propriétés des ondes lumineuses, on a pu assez facilement comparer les longueurs d'onde dans l'air, mais plus difficilement, à cause de leur extrême petitesse, les mesurer.

P.

1

M. A. Michelson (1) vient de réaliser cette mesure dans des conditions d'exactitude extraordinaires et a pu dire que, dans 1^m, il y avait 1 553 164 ondes de la lumière rouge du cadmium dans l'air à 15° C. et sous la pression de 0^m,76 de mercure.

Ce nombre est donné à $\frac{1}{2}$ onde près, c'est-à-dire à $\frac{1}{3000000}$ de sa valeur.

Pour faire la réduction au vide, la connaissance du rapport

$$\frac{\lambda_{\text{vide}}}{\lambda_{\text{air}}} = \frac{U}{V} = n$$

s'impose avec une approximation égale, c'est-à-dire que, dans l'indice de réfraction n de l'air pour la radiation considérée, le septième chiffre décimal doit être connu à trois unités près.

Pour pouvoir passer d'une radiation à une autre, on sera obligé de connaître l'indice de réfraction de la nouvelle radiation.

On se trouve donc amené à déterminer :

1° L'indice de réfraction d'une radiation déterminée D , par exemple;

2° Le rapport des réfractions $\frac{n'-1}{n-1} = R$ correspondant à deux radiations λ' et λ , ou encore la dispersion

$$d = \frac{n' - n}{n - 1} = R - 1.$$

D'ailleurs, la connaissance de R ou de d présente un grand intérêt en elle-même : elle permet en effet de soumettre au contrôle de l'expérience les différentes théories que l'on peut proposer pour expliquer la marche de la lumière dans un milieu pondérable.

(1) ALB.-A. MICHELSON et E. MORLEY, *Americ. Journal*, t. XXXVIII, p. 181; 1889.

ALB.-A. MICHELSON, *Ibid.*, t. XXXIX, p. 115; 1890.

Cette dispersion des gaz, que M. Mascart a montrée être du même ordre de grandeur que la dispersion de liquides comme l'eau ou de solides comme le verre, est d'autant plus intéressante qu'elle est relative aux milieux pondérables les plus simples. J'ai donc déterminé, et c'est le but essentiel du présent Travail, cette dispersion pour différents gaz : l'air, l'hydrogène, l'oxyde de carbone, l'acide carbonique.

Ayant obtenu tous les éléments nécessaires pour calculer la réfraction de chacun de ces gaz, j'ai, de plus, cru devoir faire cette détermination.

En même temps que j'avais ainsi un précieux contrôle de mes expériences, je trouvais des nombres dont la précision me semble être du même ordre que celle des nombres déjà donnés par les précédents expérimentateurs.

Ce Travail a été effectué au laboratoire de Physique du Collège de France, sous la direction de M. Mascart, qui me permettra de lui exprimer toute ma reconnaissance pour les bienveillants conseils qu'il m'a donnés dans le cours de ces expériences.

La réfraction des gaz a fait l'objet de nombreux travaux entrepris, les uns pour donner aux astronomes des constantes qui leur permettent de corriger leurs observations de la réfraction atmosphérique, les autres pour vérifier la constance du rapport $\frac{n^2-1}{d}$ que l'on peut établir soit dans la théorie de l'émission, soit dans la théorie des ondulations avec des hypothèses d'ailleurs contestables.

Deux méthodes ont été employées dans cette étude :

- 1° La méthode du prisme;
- 2° La méthode interférentielle.

La méthode du prisme a été employée par Biot et

Arago ⁽¹⁾, plus tard par Dulong ⁽²⁾; leurs expériences sont décrites dans tous les Traités classiques; il est donc inutile d'en parler, mais comme, au cours de mes expériences MM. Kayser et Runge ont publié une détermination des indices de l'air pour différentes radiations avec cette méthode ⁽³⁾, j'indiquerai quelle précision ils ont pu obtenir.

MM. Kayser et Runge opèrent de la façon suivante :

Un faisceau lumineux est diffracté par un réseau concave de Rowland et vient donner un spectre pur sur une plaque photographique située au foyer du réseau.

Des raies produites dans le spectre donnent des points de repère.

Sur la moitié inférieure du faisceau diffracté, on interpose au minimum de déviation un prisme d'air dont l'arête réfringente est parallèle aux traits du réseau. Ce prisme d'air, où la pression est différente de la pression atmosphérique, dévie les diverses radiations et l'on a sur la plaque photographique deux spectres décalés un peu l'un par rapport à l'autre.

La distance e entre deux raies correspondantes et la distance l de la plaque photographique au prisme donnent la déviation D produite par le prisme.

On mesure en outre l'angle A du prisme et l'on a la réfraction par la relation

$$n - 1 = \frac{D}{2 \tan \frac{A}{2}}.$$

Il est inutile de dire que les plaques de verre qui fer-

⁽¹⁾ BIOT et ARAGO, *Mémoires de la première Classe de l'Institut*, t. VIII, p. 301; 1806.

⁽²⁾ DULONG, *Annales de Chimie et de Physique*, 2^e série, t. XXXI, p. 154; 1826.

⁽³⁾ *Annalen der Physik und Chemie*, Band XX, Heft 2, p. 293-316; 1893.

ment le prisme d'air sont elles-mêmes prismatiques et donnent une déviation des raies. On l'élimine en prenant la différence des déviations produites par le prisme pour deux pressions différentes.

On voit que, toutes choses égales d'ailleurs, $n - 1$ est proportionnelle à la déviation e marquée sur la plaque photographique et l'on a

$$\frac{n' - 1}{n - 1} = R = \frac{e'}{e},$$

$$d = \frac{e'}{e} - 1.$$

MM. Kayser et Runge mesurent e avec une machine à diviser.

Pour une seule radiation, on aurait cette longueur à $\frac{1}{300}$ près de sa valeur; mais, en faisant la détermination de e pour plusieurs radiations en même temps, MM. Kayser et Runge croient pouvoir donner ces déviations à $\frac{1}{1000}$ près de leur valeur.

Sans discuter ce point, on voit que R est seulement connu à $\frac{2}{1000}$ près, c'est-à-dire que, dans R et par suite dans d , le troisième chiffre décimal peut seul être connu à deux unités près, ce qui n'est pas suffisant dans cette étude.

La réfraction relative à une radiation est donnée par

$$n - 1 = \frac{\frac{e}{\bar{l}}}{2 \tan \frac{A}{2}},$$

En remarquant que $n - 1$ est environ 3×10^{-4} , une erreur de $\frac{1}{1000}$ sur e entraîne déjà à elle seule une erreur absolue sur $n - 1$ de

$$\frac{3 \times 10^{-4}}{1000} = 3 \times 10^{-7},$$

c'est-à-dire une erreur de trois unités sur le septième chiffre décimal.

Il ne semble donc pas que la méthode du prisme, même avec le dispositif ingénieux de MM. Kayser et Runge, puisse donner des résultats supérieurs à ceux déjà connus. En outre, MM. Kayser et Runge se sont heurtés aux difficultés qu'on rencontre dans ce genre d'expériences. Si la température de l'air contenu dans le prisme leur paraît bien connue, ils signalent que la pression ne restait pas constante pendant la durée d'une expérience, et que l'air employé n'était pas desséché, ce qui entraîne une correction toujours incertaine relative à la vapeur d'eau.

La méthode interférentielle employée par Arago ⁽¹⁾, Jamin ⁽²⁾, M. Fizeau, M. Mascart, apparaît au premier abord comme devant fournir des résultats plus précis; malheureusement, on rencontre dans cette méthode des difficultés matérielles d'installation qui en rendent l'emploi si délicat que Jamin avait pu donner à sa détermination de la réfraction des gaz, où, faisant interférer avec les deux miroirs de Fresnel deux faisceaux lumineux traversant deux tubes de 1^{mm} de longueur remplis de gaz sec, il déterminait avec un compensateur la différence de marche produite par la variation de pression dans l'un des tubes, la conclusion suivante :

« Si la mesure de l'indice des gaz par les interférences ne le cède pas en exactitude aux méthodes déjà employées, elle ne peut certainement être vantée comme étant plus précise. On voit aisément qu'un changement de pression de 1^{mm} produit un déplacement de 0,6 de frange. Or, à cause des difficultés de toute nature que l'on rencontre dans ces recherches, à cause surtout de la trépidation des

⁽¹⁾ *Ann. de Chim. et de Phys.*, 2^e série, t. I, p. 1; 1821.

⁽²⁾ JAMIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3^e série, t. XLII, p. 282; 1850, et t. LII, p. 163 et 171; 1858.

franges, on peut à peine mesurer le déplacement à $\frac{1}{2}$ frange près. »

M. Mascart ⁽¹⁾ a triomphé de ces difficultés et, dans son grand travail d'ensemble sur la réfraction des gaz, il a étudié la variation de $n - 1$ avec la pression, avec la température et aussi avec la longueur d'onde.

Dans ses expériences, en effet, les radiations auxquelles se rapportaient les mesures étaient nettement définies, ce dont ne s'était pas préoccupé Jamin qui employait une source de lumière blanche et se contentait d'observer avec un verre rouge.

La connaissance de la longueur d'onde de la radiation dont on détermine la réfraction est en effet essentielle.

Pour y arriver, on peut, soit, comme avait fait Ketteler, comme ont fait depuis MM. Chappuis et Rivière, M. Benoît, employer une source de lumière monochromatique; soit, comme a fait M. Mascart, et c'est la méthode la plus sûre et la plus commode quand on veut étudier la dispersion, prendre une source de lumière blanche et produire un spectre cannelé.

Supposons qu'au moyen de deux faisceaux présentant une différence de marche on ait produit un spectre cannelé et qu'on ait pointé le réticule de la lunette sur la radiation du spectre dont la longueur d'onde est λ .

Faisons passer d'une manière continue l'indice de réfraction pour la radiation λ d'un milieu d'épaisseur e traversé par l'un d'eux, de la valeur N à la valeur n ; la différence de marche a varié de $(N - n)e$. Cette variation s'étant produite graduellement, il y a eu au point λ du spectre alternativement un maximum ou un minimum de lumière, autant de fois qu'il y a de λ dans $(N - n)e$, de

(1) E. MASCART, *Ann. sc. de l'École Normale sup.*, 2^e série, t. VI, p. 9; 1877. — *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 617, 679, 801; 1874, et t. LXXXVI, p. 321, 1182; 1878.

sorte qu'on a vu passer en ce point, dans un certain sens, un nombre f de franges donné par

$$(N - n)e = f\lambda.$$

La connaissance de f nous donne la variation d'indice $N - n$, relatif à la radiation λ .

Pour une autre radiation λ' on aurait de même

$$(N' - n')e = f'\lambda'.$$

Le rapport des variations d'indice $\frac{N' - n'}{N - n}$ est donc donné par le rapport $\frac{f'\lambda'}{f\lambda}$.

Mais il est difficile de compter à la fois f et f' dès que ces nombres deviennent un peu grands, et il serait fastidieux autant que peu commode de recommencer l'expérience exactement dans les mêmes conditions pour avoir f' . On y arrive plus simplement au moyen de la remarque suivante :

Soit m le nombre de franges comprises entre les deux points λ et λ' du spectre au début de l'expérience. Si $p\lambda$ est la différence de marche Δ relative à la radiation λ , $(p + m)\lambda'$ est la différence de marche Δ' relative à la radiation λ' et l'on a

$$m = \frac{\Delta'}{\lambda'} - \frac{\Delta}{\lambda}.$$

A la fin de l'expérience, lorsqu'il a passé f franges sur la raie λ , f' sur la raie λ' , il y a entre les deux points λ et λ' du spectre un nombre m_1 de franges donné par

$$m_1 = \frac{\Delta'_1}{\lambda'} - \frac{\Delta_1}{\lambda},$$

Δ'_1 et Δ_1 étant les nouvelles valeurs des différences de marche.

La différence

$$\delta = m - m_1$$

est donnée par

$$\delta = \frac{\Delta' - \Delta_1}{\lambda'} - \frac{\Delta - \Delta_1}{\lambda},$$

c'est-à-dire que

$$\delta = f' - f.$$

Ainsi donc, pour avoir le nombre de franges qui a passé en un point λ' du spectre, il suffit d'ajouter à f le nombre δ , différence des nombres de franges comprises entre les deux raies λ et λ' , au début et à la fin de l'expérience.

Pour avoir un spectre cannelé, M. Mascart a eu recours au phénomène des bandes de Talbot.

Une fente F éclairée, placée au foyer principal d'un collimateur, donne un faisceau de lumière parallèle qui tombe sur une bilame de M. Fizeau. Les deux moitiés du faisceau sont ainsi déplacées à droite et à gauche par la réfraction et cheminent parallèlement entre elles en traversant deux tubes à gaz placés côte à côte. A la sortie de ces tubes, elles tombent sur la seconde bilame qui les ramène au contact : le faisceau ainsi reconstitué est reçu sur un système de prismes réfringents; on observe avec une lunette pointée sur la fente F placée en avant de tout l'appareil.

Les points de repère dans le spectre étaient obtenus en faisant éclater une étincelle d'induction entre deux fils de cadmium placés devant la fente F. M. Mascart a obtenu les résultats suivants :

Lorsque la pression du gaz varie, on peut représenter la réfraction par la formule

$$n - 1 = \alpha H(1 + \beta H),$$

α et β étant deux coefficients constants.

Si l'on veut représenter la densité du gaz par une formule analogue

$$d = \alpha' H(1 + \beta' H),$$

il arrive que les deux coefficients β et β' sont du même

ordre de grandeur, varient dans le même sens, de sorte que M. Mascart conclut en disant que ses expériences vérifient la constance du rapport $\frac{n-1}{d}$, lorsque d varie par suite d'une variation de pression.

Lorsque la température varie, $n - 1$ varie en raison inverse du binôme $1 + \gamma t$, γ ayant une valeur que M. Mascart a trouvée un peu différente du coefficient de dilatation.

En même temps M. Mascart a déterminé la dispersion des différents gaz dont il étudiait la réfraction.

MM. Chappuis et Rivière ⁽¹⁾ ont étudié de nouveau la variation de $n - 1$ avec la densité en opérant à des pressions plus élevées.

Ils employaient les franges de Jamin en lumière monochromatique. Leurs expériences vérifient la constance du rapport $\frac{n-1}{d}$, sans déterminer d'une façon plus précise cette constante; ils comptaient cent franges seulement, alors que M. Mascart en comptait 300, et leur variation de pression est certainement moins bien déterminée, de sorte que la valeur moyenne de la constante $\frac{n-1}{d}$ diffère parfois d'une valeur observée d'une quantité correspondante à une variation de 0,23 de frange, ce qui fait sur $\frac{F}{P}$ une erreur de $\frac{1}{500}$, alors que M. Mascart avait le $\frac{1}{1000}$.

D'ailleurs, leur coefficient β de la formule

$$n - 1 = \alpha H(1 + \beta H)$$

n'a pas été déterminé au moyen de leurs expériences, mais en le supposant égal au coefficient β' de la formule

$$d = \alpha' H(1 + \beta' H),$$

(1) J. CHAPPUIS et CH. RIVIÈRE, *Annales de Chimie et de Physique*, 6^e série, t. XIV, p. 5; 1888.

calculée au moyen de la formule de Van der Waals

$$\left(p + \frac{0,00296}{v^2}\right)(v - 0,0020407) = 0,0036134 T,$$

où l'on a pris comme unité de pression le poids d'une colonne de 1^m de mercure à 0° et pour unité de volume le volume d'une masse d'air à 4° et sous la pression de 1^m de mercure. Or, si l'on calcule avec cette formule le coefficient de dilatation à volume constant à 4° et pour la pression de 1^m de mercure, on trouve

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = \frac{R}{1 - \alpha} = \frac{0,0036134}{1 - 0,0020407} = 0,0036208,$$

qui est bien différent du nombre donné par Regnault. La formule de Van der Waals employée par MM. Chappuis et Rivière ne satisfaisant pas aux expériences sur la dilatation des gaz de Regnault, il n'y a donc rien d'étonnant à ce que leur formule

$$d = \alpha H(1 + \beta H),$$

calculée pour la température de 21°, ne représente exactement ni la variation de la densité avec la pression, ni celle de la réfraction.

M. Benoît (1), ayant eu à se servir de l'appareil imaginé par M. Fizeau pour mesurer les faibles dilatations, a été amené à reprendre l'étude de la variation de la réfraction de l'air avec la température. L'appareil était disposé de manière à pouvoir y faire le vide et à y laisser rentrer de l'air. Un thermo-régulateur permettait d'avoir une température bien constante, différente de la température de la salle.

Les expériences ont été faites dans l'intervalle de 0° à 80° et étaient conduites ainsi : on faisait le vide, on repérait les franges par rapport à 32 points tracés sur la sur-

(1) R. BENOÎT, *Journal de Phys.*, 2^e série, t. VIII, p. 451; 1889.

face inférieure plane de la lentille. On laissait ensuite rentrer de l'air, on attendait que la température se fût rétablie, et l'on repérait de nouveau les franges : la variation de l'ordre de la frange qui se trouve en un point représente le nombre f de franges qui ont passé en ce point par suite de la rentrée de l'air, et l'on a alors l'équation

$$f\lambda = (n-1)e,$$

qui donne $n-1$.

Dans ces expériences, f était un nombre petit, 9 pour la température de 0° . M. Benoît comptait ce nombre à 0,01 de frange près; mais, au moyen de 83 observations faites à 83 températures différentes, il a pu donner comme valeur la plus probable un nombre où la quatrième décimale figure.

M. Benoît a montré ainsi que $n-1$ variait en raison du binôme $1+\delta t$, où δ a la valeur 0,00367 donnée par Regnault pour le coefficient de dilatation de l'air.

Dans toutes ces expériences, on a déterminé pour la raie D l'indice de réfraction pour la température de 0° et sous la pression de 0^m,76 de mercure.

Voici les nombres donnés, par les derniers expérimentateurs, pour l'air :

M. Mascart.....	1,0002927
MM. Chappuis et Rivière.....	1,0002919
M. Benoît.....	1,0002923
MM. Kayser et Runge.....	1,0002922

De même que M. Mascart, c'est en produisant un spectre cannelé que j'ai fait mes expériences : la manière de l'obtenir diffère toutefois notablement de la sienne : Un faisceau de lumière blanche parallèle tombe sous l'incidence de 45° sur une glace Jamin. Par la réflexion sur la surface antérieure et sur la surface postérieure, elle donne deux faisceaux qui cheminent parallèlement en traversant dans toute leur longueur deux tubes de 2^m de longueur

placés côte à côte. A la sortie de ces tubes, les deux faisceaux tombent sur la deuxième glace Jamin qui les fait coïncider.

Pour avoir rapidement la place de chaque partie de l'appareil, on en a fait une sorte d'épure, de sorte qu'on n'a eu que des déplacements insignifiants à donner à la première glace Jamin pour arriver à ce que les deux faisceaux traversent les deux tubes dans toute leur longueur.

Ceci fait, on produit les franges Jamin à la manière ordinaire, c'est-à-dire qu'on produit des franges horizontales, puis, redressant peu à peu l'une des glaces, on les amène à être rigoureusement parallèles : on a alors sur un écran une teinte plate, comme l'a indiqué Jamin.

Si l'on vient alors à faire tourner une des glaces autour d'un axe vertical parallèle aux glaces, on produit une différence de marche sur les deux faisceaux par suite de l'inégalité d'épaisseur de verre traversée, et l'on a alors sur l'écran des franges colorées, mais cette fois verticales. Si l'on continue à faire tourner la deuxième glace, la différence de marche entre les deux faisceaux augmente, les franges colorées se déplacent et finissent par disparaître du champ, qui se trouve être donné par la superposition de deux faisceaux présentant une grande différence de marche. On aura la composition de cette lumière en l'analysant à la manière de MM. Fizeau et Foucault, en plaçant en un point la fente verticale du collimateur d'un spectroscope. On aura, dans la lunette, un spectre cannelé.

Comme on le voit, cette disposition diffère de celle de M. Mascart ; on ne vise plus la fente qui se trouve en avant de l'appareil, et les deux faisceaux, qui produisent le spectre cannelé, au lieu de n'interférer que par suite de leur passage à travers le prisme, donnent un faisceau de lumière blanche d'ordre supérieur qu'on analyse à la manière de MM. Fizeau et Foucault.

De cette manière, le spectre cannelé existe que le retard

ait lieu sur l'un ou sur l'autre des deux faisceaux interférents, tandis qu'avec les franges de Talbot le spectre cannelé n'apparaît que si le retard a lieu sur l'un d'eux : celui qui tombe du côté de l'arête réfringente du prisme.

On a tiré parti de cet avantage de la façon suivante :

Les glaces Jamin sont disposées de manière que la différence de marche soit sensiblement nulle lorsque la même pression règne dans les deux tubes à gaz. Dans le spectre, il n'y a alors qu'une ou deux franges.

Produisons alors un excès de pression p dans l'un des tubes, le spectre cannelé apparaît. Comptons le nombre de franges m qui existent entre les deux points λ et λ' du spectre.

Faisons alors diminuer la pression dans ce tube ; la différence de marche diminue, les franges marchent vers le violet en s'élargissant ; on passe par la différence de marche nulle, puis, la pression continuant à baisser, la différence de marche change de signe et augmente en valeur absolue ; les franges marchent alors en sens inverse, c'est-à-dire vers le rouge en se rétrécissant.

On s'arrête lorsque le spectre cannelé a repris sensiblement le même aspect qu'au début.

On mesure la différence de pression p' entre les deux tubes.

La pression a varié dans l'un d'eux, en supposant la pression dans l'autre restée constante de $p + p'$.

Comptons maintenant le nombre de franges m_1 , peu différent de m d'ailleurs, qui existe maintenant entre les deux points λ et λ' du spectre.

Le nombre δ qu'il faut ajouter au nombre f de franges qui ont passé au point λ , pour avoir le nombre f' de franges qui ont passé au point λ' , est, dans ce cas,

$$\delta = m + m_1.$$

On a donc, avec le dispositif que je viens d'indiquer, le double avantage :

1° De compter m et m_1 dans deux spectres qui ont le même aspect;

2° D'avoir δ en ajoutant m et m_1 au lieu de les retrancher.

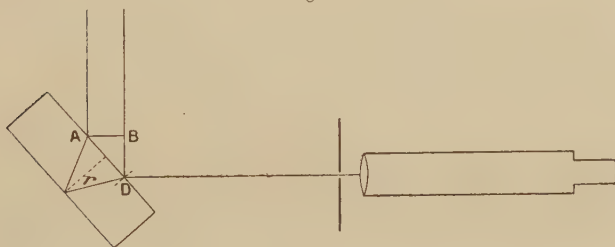
La *source de lumière* est la lumière électrique produite par un régulateur à arc Foucault, actionné par une batterie de quarante accumulateurs. Le courant qui passait était de 12 ampères.

La nature des charbons employés a une grande importance; il est, en effet, nécessaire que, pendant le déplacement des franges qui durait environ dix à quinze minutes, la lumière ne disparaisse pas.

Or, le hasard ayant voulu que je me servisse de charbons de diverses origines, j'ai reconnu que cette absolue fixité du point lumineux ne s'obtient bien qu'avec des baguettes de charbon très comprimé et recuit plusieurs fois. Elles sont alors à grain extrêmement fin et font entendre, par le choc, un bruit analogue à celui que donnerait une barre d'acier.

Ce régulateur est placé dans une lanterne Duboscq, qui

Fig. 1.



projette l'image du charbon positif sur la fente d'un collimateur. A la sortie, le faisceau parallèle émergent est limité par une fente d'ouverture variable de 2^{mm}. environ.

Le faisceau tombe sur la première glace Jamin sous

l'incidence de 45° . La glace a une épaisseur $e = 27^{\text{mm}}$.

Les deux faisceaux, à la sortie, sont distants de

$$\begin{aligned} AB &= \frac{AD \sqrt{2}}{2} = e \sqrt{2} \tan r, \\ &= \frac{e \sqrt{2} \sin r}{\sqrt{1 - \sin^2 r}} = \frac{e \sqrt{2} \sin i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}; \end{aligned}$$

donc

$$AB = \frac{e}{\sqrt{n^2 - \frac{1}{2}}};$$

n est égal environ à $\frac{3}{2}$. On a donc sensiblement, pour AB,

$$AB = \frac{2e}{\sqrt{7}} = 0,76e = 2^{\text{cm}}, 05.$$

Cette distance des deux faisceaux est assez grande pour leur permettre de traverser les deux tubes à gaz sans atteindre les parois, malgré l'élargissement inévitable qui se produit par suite de ce fait, que les différents points de la fente du collimateur ne sont pas tous au foyer principal de la lentille.

Les deux tubes à gaz sont deux tubes en cuivre rouge de 2002^{mm} de longueur, à section carrée de 2^{cm} de côté. Ils sont soudés l'un à l'autre sur toute leur longueur.

Ils sont fermés à leurs extrémités par des plaques de verre de 1^{cm} d'épaisseur. Cette fermeture est une opération assez délicate; il s'agit, en effet, non seulement d'isoler l'ensemble des deux tubes de l'extérieur, mais encore de les isoler l'un de l'autre d'une façon absolue; ce qui fut assez difficile à obtenir à cause de la faible épaisseur de cuivre, 3^{mm} , somme des épaisseurs des lames de cuivre, qui sépare les deux tubes.

Je n'y suis arrivé, je dois le dire, qu'après de longs tâtonnements.

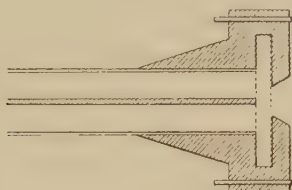
Voici comment fut réalisée cette fermeture.

Les deux tubes sont soudés à un cadre, qui, comme

l'indique la *fig.* 2, élargit la surface, sur laquelle s'applique la plaque de verre.

Celle-ci vient se loger dans ce cadre et y est maintenue

Fig. 2.



grâce à une plaque de cuivre fixée au cadre au moyen de huit vis.

Cette plaque de cuivre est percée d'une ouverture rectangulaire en son milieu, correspondant aux ouvertures des tubes et permettant le passage des faisceaux lumineux.

De chaque côté de la glace de verre, on a placé une petite feuille de caoutchouc mince, graissée et découpée, comme l'indiquent les figures 3 et 4.

Fig. 3.

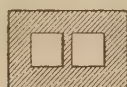


Fig. 4.



L'ensemble de ces deux tubes à gaz est placé au milieu d'une cuve métallique de même longueur, remplie d'eau, que l'on peut agiter avec des palettes verticales, auxquelles on imprime un mouvement alternatif à l'aide d'une roue à bielles et à manivelles.

La température du gaz contenu dans les tubes est donnée par la température de cette eau qu'on détermine au moyen d'une série de thermomètres.

Les deux faisceaux lumineux sortant de cet appareil tombent sur la seconde glace de Jamin, posée, comme la

première d'ailleurs, sur une plate-forme horizontale portée par un trépied à trois vis calantes et mobile autour d'un axe vertical.

Le faisceau de lumière d'ordre supérieur tombe alors sur la fente du collimateur du spectroscope.

Ce *spectroscope* est composé d'un collimateur, de deux prismes de 60° , l'un en flint lourd, l'autre en flint plus lourd, et d'une lunette munie d'un oculaire micrométrique.

Le spectroscope donne une dispersion de 7° environ entre la raie rouge du cadmium et la raie bleue.

Les deux raies D_1 et D_2 sont nettement séparées, distantes de $1'12''$.

L'oculaire de la lunette a un grossissement égal à 5 environ.

On a pointé ordinairement les franges en bissectant la bande noire par le fil du réticule. On les pointe avec une erreur certainement moindre que le $\frac{1}{10}$ de la distance de deux franges consécutives.

La mesure de la distance de deux franges ou de la distance d'un point de repère fourni par une raie brillante à la frange voisine se fait au moyen du tambour gradué, que porte l'oculaire micrométrique. Un tour de ce tambour correspond à un angle de $10'$.

Il est divisé en 50 parties et l'on peut apprécier facilement le $\frac{1}{10}$ d'une division; donc un angle de $\frac{600''}{500} = 1'',2$:

L'erreur de pointé était de $\frac{1}{10}$ de frange, la distance de deux franges était d'environ 10 divisions, soit de $2'$, l'erreur de pointé était donc de $12''$.

On voit que l'erreur de lecture est bien inférieure à l'erreur de pointé.

Enfin, pour obtenir des points de repère dans le spectre, on a placé, devant la fente du collimateur du spectroscope, deux fils de cadmium entre lesquels on fait éclater

une étincelle d'induction donnée par une bobine Ruhmkorff, actionnée par quatre accumulateurs.

Pour avoir une étincelle brillante, les deux pôles du secondaire de la bobine sont reliés aux deux armatures d'une bouteille de Leyde de dimensions convenables.

On pourrait faire à cette disposition l'objection que la lumière venant du régulateur et celle venant de l'étincelle n'accomplissent pas le même chemin, de sorte qu'il pourrait se faire que les raies brillantes données par l'étincelle n'indiquent pas, dans le spectre fourni par la lumière de l'arc, les points qui ont même longueur d'onde.

Cela n'est pas probable parce qu'avec la lunette on vise la fente du collimateur du spectroscopie, et que l'image de cette fente, correspondant à une radiation déterminée, ne dépend pas de l'origine de l'éclairement de cette fente.

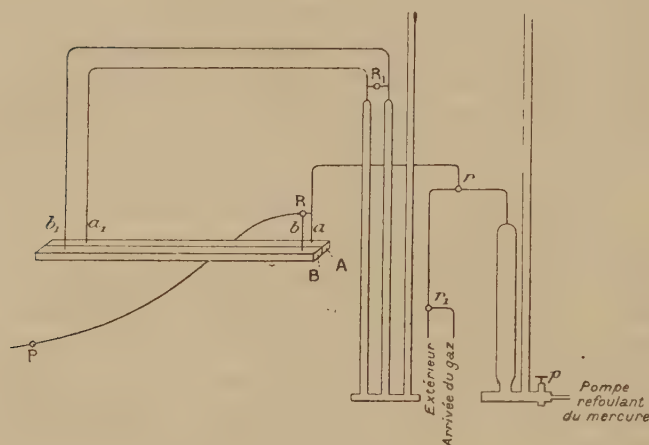
D'ailleurs, pour plus de sécurité, j'ai vérifié expérimentalement la coïncidence des radiations émises par l'arc et par l'étincelle. Pour cela, j'ai placé dans le régulateur des charbons à âme de cadmium. On obtient ainsi, dans le spectre, les raies brillantes du cadmium émanées de la lampe à arc. On faisait éclater en même temps l'étincelle entre les deux fils de cadmium placés immédiatement devant la fente du collimateur du spectroscopie : les raies brillantes émanées de l'étincelle coïncidaient rigoureusement avec les premières.

On obtient ainsi, dans le spectre, les points de repère suivants qu'on a utilisés :

	Longueur d'onde dans l'air d'après Rowland.
1. Rouge.....	$0,6438^{\mu}$
2. D ₁	0,589616
3. Vert.....	0,5378
4. Vert.....	0,5085
5. Bleu.....	0,4800
6. Bleu.....	0,4677

La disposition générale de l'appareil est représentée dans la figure ci-dessous.

Fig. 5.



Les deux tubes communiquent, d'une part avec les deux branches d'un manomètre différentiel, destiné à mesurer la différence des pressions dans les deux tubes. Cette mesure est faite avec un cathétomètre de Gambey qui repose sur un support très lourd, à 0^m,30 environ du manomètre.

On vise les niveaux de mercure, comme l'a indiqué Regnault, au moyen de mires mi-partie blanche, mi-partie noire, qu'on éclairait au moyen d'une lampe électrique placée en avant, sensiblement dans le même plan horizontal. L'échelle du cathétomètre est divisée en demi-millimètres et est munie d'un vernier au $\frac{1}{25}$.

Pour l'échappement des gaz, on a placé en R un robinet à trois voies qui permet de mettre l'un ou l'autre des tubes en communication avec le robinet à pointeau P par lequel se fait l'écoulement des gaz.

Le tube A est relié, par un tube en plomb, à la grosse

branche du manomètre à air libre représenté à droite de la figure.

La grande branche de ce manomètre à air libre, haute de 5^m environ, était formée de trois tubes de verre reliés entre eux au moyen d'un collier à gorge, comme l'a indiqué Regnault.

Ce manomètre à air libre donnait la pression du gaz dans le tube A. Les tubes de verre étaient divisés en millimètres, et l'on avait déterminé la hauteur occupée par chaque collier à gorge.

Dans la grosse branche, le niveau était lu sur une règle divisée placée derrière.

En *r* se trouve un robinet à trois voies. La troisième voie communique avec un second robinet à trois voies *r*₁ dont les deux autres voies communiquent l'une avec l'extérieur, l'autre avec l'appareil producteur de gaz.

Enfin, entre les deux branches du manomètre différentiel, on a placé un robinet R₁.

Pour introduire du mercure dans les deux branches du manomètre différentiel, on se sert du troisième tube qui est mastiqué sur le même canal.

Pour obtenir le même résultat pour le manomètre à air libre, le canal, sur lequel sont mastiqués les tubes, communique avec un réservoir à mercure et une pompe de compression.

En *p*, un robinet à pointeau permet d'isoler le manomètre de la pompe pour le mettre à l'abri des fuites possibles.

Le rôle de chaque partie se comprendra mieux en décrivant une expérience :

1° On adapte en P une machine pneumatique ordinaire et l'on fait le vide dans l'ensemble des tubes à gaz jusqu'au robinet *r*.

Les deux tubes du manomètre différentiel sont complètement remplis de mercure. Quand on a poussé le vide

aussi loin que possible avec la machine pneumatique ordinaire, on ferme P et l'on va achever le vide en se servant du manomètre à air libre comme machine pneumatique à mercure. Pour cela, on remplit complètement de mercure la grosse branche du manomètre, l'air s'en allant par le chemin r, r_1 extérieur; puis on met le robinet r à 45° ; on laisse rentrer le mercure dans le réservoir : le vide absolu se fait dans la grosse branche qu'on met en communication avec les tubes à gaz. On peut répéter l'opération autant de fois qu'on veut et, par suite, pousser le vide aussi loin qu'on le désire.

Pour remplir de gaz les tubes A et B, on fait ensuite la série d'opérations suivante : on remplit de mercure la grosse branche du manomètre, puis on laisse rentrer le mercure dans le réservoir en la mettant en même temps en communication avec l'appareil producteur de gaz. Grâce au robinet à pointeau p , cette rentrée s'effectue aussi lentement qu'il est nécessaire pour la dessiccation complète du gaz.

La grosse branche du manomètre étant remplie de gaz, on met le robinet r à 45° et, en refoulant du mercure au moyen de la pompe, on comprime ce gaz qu'on envoie ensuite dans les tubes A et B. On recommence l'opération jusqu'à ce qu'on ait atteint la pression atmosphérique dans les tubes. Alors, on laisse circuler le courant de gaz par le chemin raa, R, b, bRP , ce qui est absolument nécessaire pour purger l'appareil d'une façon complète de gaz étranger, et pour le dessécher complètement.

Lorsque ce résultat est atteint, on fait le vide une dernière fois aussi complètement que possible, comme on l'a indiqué, puis on remplit les tubes du gaz qui, cette fois, servira aux expériences.

Le manomètre à air libre permet d'établir dans les tubes à gaz la pression qu'on désire jusqu'à 4 m. de mercure. En effet, lorsqu'on a rempli la grosse branche de

gaz et qu'ensuite on fait fonctionner la pompe pour refouler du mercure dans le manomètre, on peut comprimer le gaz jusqu'à la pression de 4 m. de mercure.

C'est cette pression qui est, par suite, la pression limite qu'on peut atteindre dans les tubes à gaz.

Lorsque la pression commune dans les deux tubes A et B était jugée convenable, on fermait le robinet R, et la pression n'augmentait alors que dans le tube A. On s'arrêtait lorsque la différence de pression p , qui s'établissait entre les deux tubes, produisait un spectre cannelé favorable pour les mesures. Il y avait alors environ 200 franges dans l'étendue du spectre, entre la raie rouge du cadmium et la dernière raie bleue utilisée.

A la fin de l'expérience, la pression se trouvait, comme on l'a déjà expliqué, plus grande dans B que dans A.

On faisait alors communiquer B avec le robinet à pointeau P et l'on pouvait recommencer l'expérience.

A la fin de cette seconde opération, l'excès de pression se retrouvait dans A : c'était donc A qu'on remettait en communication avec P, et ainsi de suite.

Lorsque la pression dans l'un des tubes devenait inférieure à la pression atmosphérique et qu'on voulait néanmoins continuer l'écoulement du gaz, on mettait P en communication avec un réservoir où l'on avait fait le vide.

L'ensemble de l'appareil qu'on vient de décrire, moins la disposition optique, n'est d'ailleurs pas autre chose que l'appareil dont s'est servi M. Mascart dans son étude sur la réfraction des gaz, mais que j'ai été obligé de remonter complètement pour la circonstance, et auquel j'ai fait subir quelques modifications d'ailleurs peu importantes.

Pour établir les formules du calcul, j'admettrai le résultat, trouvé par M. Mascart, qu'à une température donnée la réfraction peut se représenter par la formule

$$n - 1 = \alpha H(1 + \beta H),$$

H étant la pression du gaz, α et β deux coefficients constants qui peuvent d'ailleurs varier quand la température change.

Supposons que, dans la durée d'une expérience, la température du gaz contenu dans les tubes soit restée constante et égale à t et que la température des manomètres soit également restée constante et égale à θ .

Nous désignerons par A et B les pressions qui règnent dans les tubes A et B et par n_A l'indice du gaz à la température t sous la pression A pour la radiation λ . Au début de l'expérience, la différence de marche entre les deux faisceaux A et B est

$$(n_A - n_B) e_0 (1 + \alpha t) + \varepsilon,$$

ε étant la différence de marche qui ne provient pas des tubes. A la fin de l'expérience, cette différence de marche est devenue

$$(n_{A'} - n_{B'}) e_0 (1 + \alpha t) + \varepsilon.$$

Elle a donc varié de la quantité

$$V = e_0 (1 + \alpha t) [(n_A - n_B) - (n_{A'} - n_{B'})].$$

Appliquons la formule de M. Mascart et l'on a

$$\begin{aligned} & (n_A - n_B) - (n_{A'} - n_{B'}) \\ &= \alpha \{ [(A - B) - (A' - B')] + \beta [(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)] \}, \end{aligned}$$

mais

$$(A - B) - (A' - B') = P_0,$$

P_0 étant la variation de pression entre les deux tubes A et B, donnée par le manomètre différentiel. On a donc

$$(n_A - n_B) - (n_{A'} - n_{B'}) = \alpha P_0 \left[1 + \beta \frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P_0} \right];$$

mais, pour la pression de 1^m de mercure à la même tem-

pérature t , on a

$$n_1 - 1 = \alpha(1 + \beta)$$

et l'on peut écrire

$$\begin{aligned} & (n_A - n_B) - (n_{A'} - n_{B'}) \\ &= (n_1 - 1)P_0 \left\{ 1 + \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P_0} - 1 \right] \right\}, \end{aligned}$$

les pressions étant évaluées en mètres de mercure.

La variation de différence de marche est donc

$$e_0(n_1 - 1)(1 + \alpha t)P_0 \left\{ 1 + \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P} - 1 \right] \right\}.$$

Or, le réticule étant pointé sur la radiation λ , cette variation de différence de marche est, comme on l'a déjà dit, égale à $F\lambda$, F étant le nombre de franges qui sont passées sur le réticule; et l'on a l'égalité

$$F\lambda = e_0(n_1 - 1)(1 + \alpha t)P_0 \left\{ 1 + \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P_0} - 1 \right] \right\},$$

d'où

$$\frac{e_0}{\lambda}(n_1 - 1) = \frac{F}{P_0(1 + \alpha t)} \left\{ 1 - \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P_0} - 1 \right] \right\};$$

mais le manomètre différentiel ne donne pas P_0 directement : il donne une longueur P telle qu'on a

$$P_0 = \frac{P(1 + c\theta)}{1 + b\theta} = P[1 - (b - c)\theta],$$

P étant la longueur lue sur la règle du cathétomètre,

c le coefficient de dilatation du cuivre,

b le coefficient de dilatation du mercure.

L'égalité devient, en multipliant les deux dénominateurs par 1000,

$$\begin{aligned} & \frac{e_0}{1000\lambda}(n_1 - 1) \\ &= \frac{F}{P}[1 + (b - c)\theta - \alpha t] \left\{ 1 - \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P} - 1 \right] \right\}, \end{aligned}$$

P étant cette fois exprimé en millimètres de mercure.

A, B, A', B' et P dans le coefficient de β continuant à être exprimés en mètres de mercure.

Les expériences donnent le moyen de calculer le deuxième membre, que j'appellerai ψ_t .

On a alors $(n_1 - 1)_t$ par l'égalité

$$(n_1 - 1)_t = \psi_t \times \frac{1000 \lambda}{e_0}.$$

On aura

$$(n_1 - 1)_0$$

par la relation

$$(n_1 - 1)_0 = (n_1 - 1)_t (1 + \alpha t),$$

α étant le coefficient de dilatation du gaz en admettant le résultat trouvé par M. Benoît.

Détermination de p. — Si la pression dans le tube B reste sensiblement constante, P est égal à $A - A'$ et l'on voit que le terme $\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P}$ peut être remplacé par la somme des pressions $A + A'$.

C'est ce qu'a supposé M. Mascart, qui a alors déterminé β en calculant, pour la température t , les valeurs de

$$\varphi_t = \frac{F}{P} [1 + (b - 1)\theta - \alpha t],$$

pour différentes valeurs de la pression A, et qui a ensuite cherché le nombre β qui rendait constante l'expression

$$\frac{\varphi_t}{1 + \beta(A + A')}.$$

J'ai employé une autre méthode qui m'a donné de bons résultats. Au cours d'une même expérience, je compte le nombre de franges f qui passent sur le réticule pour une variation p de la pression $A - B$ et immédiatement après le nombre de franges f' qui passent pour une variation p' .

Si les températures θ et t sont restées rigoureusement

1870

1871

1872

1873

1874

1875

1876

1877

1878

1879

1880

1881

1882

1883

1884

1885

1886

1887

1888

1889

1890

1891

1892

1893

1894

1895

1896

1897

1898

1899

1900

pour la radiation λ est également vraie pour une radiation λ' , et si F' est le nombre de franges qui ont passé dans le même temps au point λ' du spectre, on a

$$\frac{e_0}{1000\lambda'}(n'_1 - 1) = \frac{F'}{P} [1 + (b - c)\theta - \alpha t] \left\{ 1 - \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P} - 1 \right] \right\}.$$

En divisant membre à membre ces deux égalités, on a

$$R = \frac{n'_1 - 1}{n_1 - 1} = \frac{F'\lambda'}{F\lambda},$$

et la dispersion

$$d = \frac{F'\lambda'}{F\lambda} - 1.$$

On voit qu'il n'est pas nécessaire de faire les corrections de température ni même de s'inquiéter des variations de température : l'égalité

$$R = \frac{n'_1 - 1}{n_1 - 1} = \frac{F'\lambda'}{F\lambda}$$

reste toujours vraie; ces changements affectant dans le même rapport F et F' .

Pour avoir une grande précision, j'ai dû arriver à compter un grand nombre de franges.

Deux méthodes ont été employées concurremment :

La première, la plus immédiate, consiste à compter directement les franges qui passent sur le réticule de la lunette, l'œil de l'observateur étant à l'oculaire.

Pour se prémunir contre les accidents possibles : atténuation de la lumière, fatigue de l'œil, le robinet à pointeau P , qui sert à l'écoulement du gaz, est placé sous la main de sorte que l'on modifie ou que l'on arrête à volonté la marche des franges.

Grâce à cela, j'ai pu arriver à en compter jusqu'à 1500.

Comme l'on sait d'ailleurs l'ordre de grandeur du

nombre par la variation de pression, on comptait simplement de 0 à 100, sans se préoccuper du nombre de centaines, dont on était toujours sûr.

Une seconde méthode fut la suivante :

On comptait le nombre f de franges, de 300 à 500, qui passait pour une variation de pression égale à p ; puis on laissait l'écoulement continuer jusqu'à avoir une variation totale de pression P .

Les températures étant restées les mêmes, on a l'égalité

$$\frac{f}{p} \left[1 - \beta \frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{p} \right] = \frac{F}{P} \left[1 - \beta \frac{(A^2 - B^2) - (A''^2 - B''^2)}{P} \right].$$

Comme on avait déterminé β , on tirait F de cette égalité.

D'ailleurs, je me suis assuré dans plusieurs expériences que ces deux méthodes donnaient le même nombre pour F .

On détermine F' comme on l'a indiqué

$$\begin{aligned} F' &= F + \delta, \\ \delta &= m + m_1, \end{aligned}$$

m et m_1 étant le nombre de franges contenues dans le spectre au début et à la fin de l'expérience entre les deux points λ et λ' ; F se rapportant à la raie D_1 , δ est négatif pour les radiations du côté du rouge et positif pour les radiations du côté du bleu.

On a alors

$$R = \frac{n' - 1}{n - 1} = \frac{F' \lambda'}{F \lambda} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(1 + \frac{\delta}{F} \right).$$

On pointe les franges à $\frac{1}{10}$ de frange près : F est donc connu à $\frac{2}{10}$ de frange près et δ à $\frac{4}{10}$ de frange près.

Prenons comme exemple la raie rouge du cadmium. Pour cette raie, on a environ

$$R = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{11} \right).$$

Dans les mesures, δ était environ égal à 100, F à 1100. L'erreur relative sur $\frac{\delta}{F}$ est, par suite, 0,004 environ et l'erreur absolue est alors 0,0004.

Donc, dans R, qui est environ égal à 1, le quatrième chiffre décimal sera connu à moins de quatre unités près.

Pour comparer entre elles les diverses expériences, j'ai fait le rapport $\frac{F}{\delta}$. Le même calcul montre que sur ce nombre l'erreur absolue est 0,04, mais on verra, dans les résultats relatifs à chaque gaz, qu'en réalité les nombres que j'ai obtenus sont resserrés dans des limites plus étroites.

Je puis donc assurer que dans R ou dans d le quatrième chiffre décimal est connu à moins de quatre unités près.

Si l'on connaît alors $n - 1$ avec une erreur relative de $\frac{1}{1000}$, ce qui suffit pour réduire au vide le nombre donné par M. A. Michelson, on voit qu'en multipliant $n - 1$ par R, on aura $n' - 1$ avec la même précision, l'erreur relative sur R étant certainement inférieure à $\frac{1}{10000}$.

AIR.

L'air était pris à l'extérieur de la salle par un tube de plomb à la suite duquel on avait disposé des appareils destinés à arrêter l'acide carbonique et la vapeur d'eau.

Ils se composaient de deux flacons laveurs à potasse, d'un flacon laveur à acide sulfurique, puis d'une série d'éprouvettes à pied et de tubes en U contenant de la chaux potassée et en dernier lieu de la potasse récemment fondue. Toutes les fermetures ont été mastiquées au mastic Golaz. On s'est assuré que toute cette partie tenait bien et vide, de sorte que, dans l'expérience, on était sûr que tout l'air introduit dans l'appareil avait traversé la série des tubes desséchants.

Les premières expériences ont été faites sur l'air avec un petit appareil analogue au grand appareil décrit, mais

dans lequel les tubes à gaz n'avaient que 25^{cm} de longueur.

Je ne les rapporterai pas, elles ont simplement servi à me familiariser avec l'appareil et à me faciliter les mesures faites avec le grand.

Au début, avec le grand appareil, j'ai aussi fait un assez grand nombre d'expériences que j'ai dû rejeter par suite d'un déplacement des franges qui se produisait pendant le temps nécessaire pour compter le nombre de franges existant dans l'étendue du spectre.

Cela tenait, soit à de petites fuites ayant lieu aux mastiquages qui sont en grand nombre dans l'appareil, soit aux robinets, soit à la communication des deux tubes à gaz à leurs extrémités comme on l'a déjà dit. Toutes ces causes d'erreur, qui rendaient les mesures illusoires, tout au moins sans précision certaine, ont été, je dois le dire, très longues à faire disparaître. Il a fallu pour cela beaucoup de temps et surtout de patience. Je suis arrivé à les éliminer complètement, si bien que j'ai pu ensuite laisser plusieurs jours de l'hydrogène sous une pression de 3^m de mercure sans qu'il se produisît la moindre fuite appréciable.

β . On a *déterminé le coefficient* β comme on l'a déjà indiqué.

L'opération était ainsi conduite :

Les pressions étant établies convenablement dans les tubes à gaz, on agitait l'eau de la cuve, puis on lisait successivement le baromètre, le manomètre à air libre, les thermomètres de la cuve, puis la différence de pression $A - B$ lue au cathétomètre, grâce au manomètre différentiel. On lançait alors la lumière et l'on faisait écouler du gaz jusqu'à ce que f franges aient passé sur le réticule.

On refaisait alors les lectures indiquées ci-dessus.

On laissait de nouveau échapper du gaz jusqu'à ce que la différence de pression $A - B$ eût changé de signe; et, à

partir de ce moment, on refaisait la même expérience que l'on vient d'indiquer.

La formule du calcul est celle donnée

$$1 + \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{p} - \frac{(A''^2 - B''^2) - (A'''^2 - B'''^2)}{p'} \right] = \frac{\frac{f}{p}}{\frac{f'}{p'}}.$$

On fait subir la correction de température s'il y a lieu, comme on l'a déjà indiqué.

Voyons quelle précision on peut obtenir; f était égal à environ 500, p aussi; l'erreur relative sur le second membre est par suite

$$\frac{2}{5000} = 0,0004,$$

comme il est égal à 1 environ, le quatrième chiffre décimal est donc connu à quatre unités près. Comme on pouvait faire que le coefficient de p fût égal à 1, on voit que dans β le quatrième chiffre décimal n'est connu qu'à quatre unités près, les pressions dans le coefficient β étant, bien entendu, évaluées en mètres de mercure.

Voici un certain nombre d'expériences dans lesquelles on a obtenu des valeurs de β qui satisfont à cette condition :

	1 ^{re} partie.	2 ^e partie.
A.....	3,41	2,64
A'.....	2,67	1,93
B.....	2,76	2,66
B'.....	2,67	2,57
p	645 ^{mm} ,55	620 ^{mm} ,40
f	798,80	766
t	15 ^o ,85	15 ^o ,95

$$\text{Le quotient brut } \frac{\frac{f}{p}}{\frac{f'}{p'}} = 1,0021.$$

La température ayant augmenté de 0,1 de la première

partie à la deuxième partie de l'expérience, il faut le diminuer de 0,00037, ce qui lui donne pour valeur 1,0017, d'où

$$\beta = 0,0010.$$

Voici le Tableau de quatre autres expériences :

	1.		2.		3.		4.	
	1 ^{re}	2 ^e	1 ^{re}	2 ^e	1 ^{re}	2 ^e	1 ^{re}	2 ^e
	partie.	partie.	partie.	partie.	partie.	partie.	partie.	partie.
A ..	3,14	2,37	2,48	1,76	1,41	0,48	1,48	0,57
A' ..	2,39	1,81	1,78	1,06	0,90	0,10	0,74	0,05
B ..	2,48	2,39	1,83	1,77	0,78	0,74	0,75	0,72
B' ..	2,39	2,35	1,77	1,71	0,76	0,73	0,73	0,70
p ..	663,68	616,21	641,54	641,28	488,56	366,56	702,38	502,50
f' ..	820,5	760	792,60	791,26	602,9	451	866,12	618
t ...	15°, 85	16°	16°, 10	16°, 10	15°, 75	16°, 10	16°	16°, 15
β	0,0011		0,0009		0,0012		0,0012	

La moyenne de ces valeurs donne $\beta = 0,0011$.

J'ai préféré prendre $\beta = 0,0009$, qui diffère des autres valeurs de moins de 0,0004, et qui a l'avantage d'avoir été donné par une expérience où il n'y a pas eu de correction de température à effectuer.

Pour la température de 22°, M. Mascart avait trouvé 0,00073. Les deux nombres ne sont pas identiques, ce qui n'a rien d'étonnant, puisque β doit évidemment varier avec la température, et même diminuer lorsque la température s'élève, s'il est identique au coefficient β' de la formule $d = \alpha' H(1 + \beta' H)$, qui donne la densité du gaz à une température t .

Dispersion. — On a déterminé le rapport $R = \frac{n' - 1}{n - 1}$ et par suite la dispersion $d = R - 1$ pour les raies du cadmium qui fournissaient les points de repère dans le spectre.

La formule a été donnée

$$R = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(1 + \frac{\delta}{F} \right),$$

les lettres ayant les significations qu'on leur a données.

On a calculé dans chaque expérience et pour chaque radiation du cadmium le rapport $\frac{F}{\delta}$ correspondant, F se rapportant à la radiation D₁.

Je donnerai comme exemple deux expériences, l'une où F a été compté directement, l'autre où on l'a obtenu indirectement, comme on l'a indiqué.

$$1^{\circ} F = 1165.$$

Raies.	Longueur d'onde.	m .	m_1 .	δ .	$\frac{F}{\delta}$.
1...	»	— 50,77	— 50,51	101,28	— 11,503
D ₁ .	»	»	»	»	»
3...	»	58,27	57,88	116,15	10,030
4...	»	96,95	96,35	193,30	6,0269
5...	»	139,62	138,74	278,36	4,1852
6...	»	159,31	158,48	317,79	3,6661

2° On a eu pour déterminer F les nombres suivants :

A....	2,48	2,48
A'....	1,78	1,06
B....	1,83	1,83
B'....	1,77	1,71
P....	641,54	1299,26
f....	792,66	F

et alors F a été déterminé par l'équation

$$\begin{aligned} & \frac{F}{1299,26} \left[1 - \beta \frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{1,299} \right] \\ &= \frac{792,66}{641,54} \left[1 - \beta \frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{0,64} \right], \end{aligned}$$

d'où

$$F = 1604,2.$$

Ce nombre F a alors donné pour $\frac{F}{\delta}$ les valeurs du Tableau suivant :

Raies.	m .	m_1 .	δ .	$\frac{F}{\delta}$.
1....	69,39	70,10	139,49	— 11,501
D ₁ ...	»	»	»	»
3.....	79,43	80,18	159,61	10,050
4.....	132,43	133,23	265,66	6,0386
5.....	190,43	191,70	382,13	4,1980
6.....	217,43	218,73	436,16	3,6780

Voici maintenant, réunis dans un Tableau, les résultats d'un grand nombre d'expériences :

F.	Rate 6. $\frac{F}{\delta} = 3,6754.$					Rate 5. $\frac{F}{\delta} = 4,1908.$					Rate 4. $\frac{F}{\delta} = 6,0332.$					Rate 3. $\frac{F}{\delta} = 10,040.$					Rate 1. $\frac{F}{\delta} = 11,514.$				
	$\frac{M-0}{\delta}$					$\frac{M-0}{\delta}$					$\frac{M-0}{\delta}$					$\frac{M-0}{\delta}$					$\frac{M-0}{\delta}$				
1500,0	3,7049	-245				4,1900	+ 8				6,0321	- 11				10,034	+ 6				11,503	+ 11			
1403,1	3,6641	+ 110				4,1920	- 12				6,0320	+ 12				10,030	+ 10				11,529	- 15			
1272,8	3,6694	- 60				4,1897	+ 11				6,0303	+ 29				10,030	+ 10				11,526	- 12			
1375,2	3,6705	+ 49				4,1925	- 17				6,0315	+ 17				10,048	- 8				11,509	+ 5			
1421,7	3,6801	- 47				4,1978	- 70				6,0451	- 119				10,058	- 18				11,501	+ 13			
1461,0	3,6731	+ 23				4,1954	- 46				6,0361	- 29				10,050	- 10				11,501	+ 13			
1221,1	3,6850	- 96				4,1978	- 70				6,0340	- 8				10,050	- 10				11,510	+ 4			
1337,0	3,6692	- 62				4,1975	+ 133				6,0315	+ 17				10,037	+ 3				11,530	- 16			
1165,01	3,6661	+ 93				4,1852	+ 56				6,0269	+ 63				10,030	+ 10				11,503	+ 11			
1161,0	3,6712	+ 42				4,1898	+ 10				6,0324	- 8				10,036	+ 4				11,527	- 13			
1604,2	3,6780	- 26				4,1980	- 72				6,0386	- 52				10,050	- 10				11,501	+ 13			

On obtient ainsi pour $\frac{F}{\delta}$ les valeurs moyennes inscrites dans la première ligne. On voit, en prenant comme exemple les valeurs relatives à la raie 1, que les valeurs observées diffèrent de la moyenne d'une quantité toujours inférieure 0,02, ce qui prouve que nous pouvons répondre dans R du quatrième chiffre décimal à moins de deux unités près de part et d'autre de la valeur moyenne.

Pour avoir R il reste à connaître maintenant le rapport $\frac{\lambda'}{\lambda}$. Ce qui intervient ici, c'est le rapport des longueurs d'onde dans le vide. Mais, dans le cas actuel, on peut le remplacer par le rapport des longueurs d'onde dans l'air. On n'introduit ainsi qu'une erreur tout à fait négligeable devant celle qu'on a sur $1 + \frac{\delta}{F}$.

On a pris les valeurs des longueurs d'onde dans l'air données par Rowland.

Voici les valeurs de $R = \frac{n' - 1}{n - 1}$ et de $d = \frac{n' - n}{n - 1}$:

Radiations.	Longueurs d'onde dans l'air.	$R = \frac{n' - 1}{n - 1}$.	$d = \frac{n' - n}{n - 1}$.	b .
1.....	0,6438	0,9971	— 0,0029	0,0063
D ₁	0,589616	»	»	»
3.....	0,5378	1,0030	+ 0,0030	0,0053
4.....	0,5085	1,0054	+ 0,0054	0,0055
5.....	0,4800	1,0084	+ 0,0084	0,0058
6.....	0,4677	1,0091	+ 0,0091	0,0054
Moyenne valeur de b				0,0056

Sans y attacher aucune importance théorique et sans examiner si l'on a le droit d'écrire

$$n - 1 = a \left(1 + \frac{b}{\lambda^2} \right),$$

on peut chercher si cette formule peut représenter les expériences avec des valeurs convenables des coefficients.

On détermine b par l'équation

$$d = b \frac{\frac{1}{\lambda'^2} - \frac{1}{\lambda^2}}{1 + \frac{1}{\lambda^2}}.$$

Les nombres trouvés sont inscrits dans la dernière colonne.

On remarquera que la formule

$$n - 1 = a \left(1 + \frac{0,0056}{\lambda^2} \right)$$

représente bien les expériences pour les radiations plus réfrangibles que le jaune, mais donne une valeur un peu trop faible pour la radiation rouge.

Si, à l'aide du coefficient 0,0056 du côté du violet et du coefficient 0,0063 du côté du rouge, on calcule la dispersion pour les raies H et A du spectre, on trouve que la dispersion $\frac{n_H - n_A}{n_0 - 1}$ entre ces deux raies est égale à 0,0261.

Ayant tous les éléments nécessaires pour obtenir *la réfraction absolue de l'air*, j'ai cru devoir exécuter ce calcul pour les expériences faites le soir, pendant lesquelles la température restait suffisamment constante. C'était là, en effet, une grosse difficulté, la grande cause d'erreur. J'étais placé dans une salle dont la température variait constamment et, par suite, il aurait été téméraire, je crois, de répondre de la température de la grande masse d'eau qui se trouvait dans la cuve de 2^m de long sur 20^{cm} de hauteur à beaucoup plus que 0°,1.

Les thermomètres étaient divisés en cinquièmes de degré. On appréciait le $\frac{1}{10}$ de division en les visant avec une lunette,

Dans les expériences qui suivent, la température est restée constante et les indications des thermomètres, dont

on a pris la moyenne, étaient comprises dans un intervalle plus petit que $0^{\circ},1$.

La température étant restée toujours voisine de 16° , j'ai calculé la quantité

$$\psi_{16} = \frac{l_0}{1000\lambda} (n_1 - n_{16})$$

$$= \frac{F}{P} [1 + b - c)\theta - at + \alpha(t - 16)] \left\{ 1 - \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P} - 1 \right] \right\},$$

$$b - c = 0,000161, \quad a = 0,000017, \quad \beta = 0,0009, \quad \alpha = 0,00367.$$

Voici le Tableau de six expériences :

	1.	2.	3.	4.	5.	6.
A.....	1,284	1,841	1,998	2,773	2,130	2,772
A'.....	0,306	0,834	0,954	1,564	1,064	1,604
B.....	0,815	1,366	1,512	2,239	1,630	2,194
B'.....	0,779	1,303	1,440	2,112	1,556	2,180
P.....	942,13	944,42	972,81	1083,28	991,8	1154,70
F.....	1161	1165	1198,7	1337	1221,1	1421,7
θ	$16^{\circ},6$	$16^{\circ},3$	$16^{\circ},85$	$16^{\circ},7$	$17^{\circ},25$	$17^{\circ},90$
t	$16^{\circ},0$	$15^{\circ},97$	$16^{\circ},3$	$16^{\circ},2$	$16^{\circ},6$	$16^{\circ},8$
ψ_{16}	1,2346	1,2345	1,2344	1,2344	1,2345	1,2344

La moyenne des différentes valeurs de ψ_{16} est 1,2345, mais je crois préférable de prendre 1,2346 que donne l'expérience, où la correction relative au terme qui contient β est la plus faible.

La valeur de ψ_0 sera donnée par

$$\psi_0 = \psi_{16}(1 + 16 \times 0,00367).$$

On trouve

$$\psi_0 = 1,3071.$$

Cette valeur est celle qui correspond à la pression de 1^m de mercure; on aura celle qui correspond à la pression de $0^m,76$ par l'équation

$$\psi_{0^m,76} = \psi_1 \times 0^m,76 \frac{1 + 0,76\beta}{1 + \beta}.$$

On trouve ainsi

$$\psi_{0^m,76} = 0,9932.$$

On déduit de là, pour la réfraction de l'air à 0° et sous la pression de 0^m,76 de mercure,

$$n - 1 = \frac{1000 \lambda}{l_0} 0,9932.$$

l_0 a été déterminé autrefois par M. Mascart et trouvé égal à 2002^{mm}; λ est la longueur d'onde dans le vide de la raie D₁ qui est

$$0\mu,5897689.$$

On trouve ainsi

$$1000(n - 1) = 0,2926.$$

M. Mascart a trouvé, pour la raie D, sans spécifier s'il s'agissait de D₁ ou de D₂,

$$1000(n - 1) = 0,2927.$$

Les deux résultats sont bien concordants. Il convient de remarquer que le nombre donné par M. Mascart est indépendant du coefficient relatif à la température parce qu'il a été déterminé au voisinage de 0°.

HYDROGÈNE.

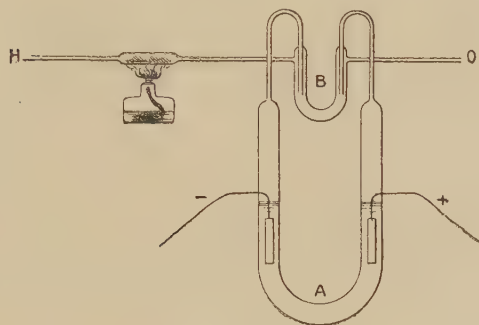
L'hydrogène était un gaz particulièrement intéressant à étudier; en effet, le rapport $\frac{n-1}{d}$ est sensiblement le même pour les différents gaz, tandis que pour l'hydrogène il atteint une valeur sept fois plus grande environ. Il semble donc bien que l'hydrogène influe d'une manière toute spéciale sur la marche de la lumière.

J'ai d'abord cherché à avoir de l'hydrogène aussi pur que possible. Après divers tâtonnements je me suis arrêté au dispositif suivant :

Le gaz est préparé par l'électrolyse d'une solution de potasse pure dans l'eau distillée; cette solution est faite au maximum de conductibilité; sa densité est alors 1,27, sa résistance spécifique 1,85 ohm.

La disposition de l'appareil est représentée par le diagramme suivant :

Fig. 6.



La dissolution de potasse est contenue dans un tube A en U de 3^{cm} de diamètre et d'une hauteur de 20^{cm}. Le courant de quatre accumulateurs est amené à deux électrodes de platine par deux fils de platine soudés aux deux branches du tube; l'hydrogène se dégage dans la branche de gauche, l'oxygène dans celle de droite. Comme il pouvait se produire une différence de pression entre la pression de l'atmosphère où se dégageait l'oxygène et celle du récipient où l'on recueillait l'hydrogène, on a dû mettre un égaliseur de niveau B.

Les deux tubes, venant des deux branches du tube A, plongent dans le mercure contenu dans le tube B en U et arrivent au même niveau.

La pression sera donc toujours la même dans les deux branches du tube A et la différence de pression entre les deux côtés H et O se fera seulement sentir sur les niveaux

dans le tube B, où elle ne pourra produire que de faibles dénivellations, le tube B contenant du mercure.

Pour éliminer toute trace d'oxygène entraîné, le courant d'hydrogène passe sur de la mousse de platine légèrement chauffée au moyen d'une lampe à alcool.

Le gaz traverse ensuite un flacon laveur à acide sulfurique, puis deux tubes à potasse récemment fondue d'une longueur totale de 1^m,50.

J'ai obtenu ainsi de l'hydrogène très pur. Pour m'en rendre compte, j'ai analysé, soit du gaz sortant directement de l'appareil producteur, soit du gaz sur lequel avaient porté les expériences.

Les analyses, sont faites au moyen de l'eudiomètre de Regnault (¹).

L'oxygène pur nécessaire était préparé, comme l'indique Bunsen, en chauffant, dans une petite cornue de verre, du chlorate de potasse pur et desséché. On le conservait dans des flacons de verre bouchés à l'émeri, comme l'indique M. Berthelot.

J'ai suivi scrupuleusement, pour l'installation de l'eudiomètre et pour sa manipulation, les indications données par Regnault.

Les gaz étaient ramenés au même volume et l'on mesurait les forces élastiques.

Voici une de ces analyses, à titre d'exemple :

	Volume du gaz.	Force élastique ramenée à 0.	Température.
Oxygène seul.....	V	839,03	15,90 ⁰
Oxygène + hydrogène.	V	1190,10	16,13
Résidu après étincelle..	V	665,43	16,22

Les niveaux étaient lus sur les tubes de l'eudiomètre,

(¹) *Annales de Chimie et de Physique.*

qui étaient divisés en millimètres, au moyen d'un viseur. On appréciait le $\frac{1}{10}$ de division.

La température de l'eau du manchon était donnée par un thermomètre au cinquantième de degré.

Les pressions doivent être ramenées à la même température 16°, 13 et l'on doit les corriger aussi des variations de la force élastique maxima de la vapeur d'eau. On trouve ainsi :

Hydrogène introduit.....	350,16
Volume disparu	524,98
$\frac{2}{3}$ volume disparu	349,99

L'hydrogène introduit et l'hydrogène disparu diffèrent donc de 0,17; ils sont donc identiques à $\frac{17}{35000}$, soit à $\frac{1}{2000}$ près.

Je ne crois pas d'ailleurs l'eudiomètre de Regnault susceptible de donner une pareille précision. On ramène, en effet, les gaz au même volume, qui était ici d'environ 20^{cm}³, en ramenant toujours le ménisque en coïncidence avec le trait 400 du tube eudiométrique.

Comme on lit le $\frac{1}{10}$ de division, admettons qu'on apprécie la coïncidence à $\frac{1}{30}$ de division : cela fait sur le volume une erreur possible de 0^{cm}³,004, donc une erreur relative possible de

$$\frac{0,004}{20} = \frac{1}{5000},$$

et, par suite, une erreur relative possible de $\frac{1}{5000}$ sur la pression.

Prenons l'exemple ci-dessus.

Erreur absolue possible sur la première lecture de....	$\frac{8}{50}$.
» deuxième lecture de....	$\frac{13}{50}$.
» troisième lecture de....	$\frac{7}{50}$.

L'hydrogène introduit de même que l'hydrogène disparu

sont donc connus avec une erreur relative

$$\frac{\frac{2}{5}}{350} = \frac{1}{850}.$$

Mes différentes analyses, faites à différents moments, m'ont toutes donné des résultats où l'hydrogène introduit et l'hydrogène disparu différaient de moins de $\frac{1}{850}$. S'il y a une impureté, elle est plus faible que celle qu'indique cette proportion, et l'eudiomètre de Regnault est incapable de la dévoiler. Je ferai cependant remarquer que, dans le plus grand nombre de mes analyses, le résultat est le même que celui de l'analyse ci-dessus : l'hydrogène introduit un peu plus grand que l'hydrogène disparu.

J'ajouterai aussi que la manipulation de l'eudiomètre Regnault est très délicate et qu'elle exige un certain apprentissage ⁽¹⁾.

β. Voici le Tableau de quatre expériences :

	1.		2.		3.		4.	
A...	4,11	2,80	3,60	2,33	2,56	1,34	1,64	0,47
A'...	3,60	2,28	3,06	1,79	2,09	0,87	1,16	0
B...	3,34	3,14	2,82	2,66	1,76	1,67	0,87	0,82
B'...	3,26	3,06	2,75	2,59	1,72	1,64	0,85	0,79
p...	435,74	434,49	469,61	468,33	436,14	435,17	452,50	443,52
f...	250,25	250,2	270,36	270,27	250,75	250,75	260,66	255,91
t...	20°,30	20°,30	20°,25	20°,26	20°,35	20°,37	20°,40	20°,40
β...	— 0,00093		— 0,00086		— 0,00085		— 0,00071	

La moyenne de ces différentes valeurs est — 0,00085, identique à la valeur trouvée par M. Mascart.

(¹) Elle ne se fait bien, d'ailleurs, avec rapidité, sûreté et précision, que si elle est faite par deux opérateurs. Aussi profiterai-je de cette occasion pour remercier M. Pierre Lalance, garçon du laboratoire, qui m'a aidé, dans ces analyses, avec autant d'habileté que de dévouement.

Il semble toutefois que β irait en croissant avec la pression. Regnault a trouvé le même résultat pour la valeur du coefficient relatif à la densité.

Dispersion. $n - 1$ ayant sensiblement pour l'hydrogène une valeur moitié moindre que celle relative à l'air, à la même pression et à la même température, on fut obligé de faire entre A et B une différence de pression deux fois plus grande, pour avoir le même aspect dans le spectre. Aussi dans quelques-unes de ces expériences, où F dépassait 1000, on n'a pas pu mesurer les pressions. On a compté F directement.

Voici une de ces expériences :

$$F = 1550,84.$$

Raies.	m .	m_1 .	δ .	$\frac{F}{\delta}$.
1....	74,12	61,98	136,10	11,395
D ₁ ...	»	»	»	»
3....	85,24	71,50	156,74	9,895
4....	142,17	119,00	261,17	5,9383
5....	204,87	171,50	376,37	4,1206
6....	234,17	196,00	430,17	3,6052

Voici le Tableau des résultats d'un certain nombre d'expériences :

F.	Rate 6.	Rate 5.	Rate 4.	Rate 3.	Rate 1.
	$\frac{F}{\bar{S}} = 3,6090$	$\frac{F}{\bar{S}} = 4,1265$	$\frac{F}{\bar{S}} = 5,9450$	$\frac{F}{\bar{S}} = 9,9061$	$\frac{F}{\bar{S}} = 11,398$
801,51	$\frac{M-0}{+25}$ 3,6065	$\frac{M-0}{+54}$ 4,1211	$\frac{M-0}{+33}$ 5,9417	$\frac{M-0}{+95}$ 9,8966	$\frac{M-0}{-8}$ 11,406
1204,16	3,6139	4,1288	5,9477	9,9070	11,401
1550,84	3,6052	4,1206	5,9383	9,8950	11,395
1360,00	3,6151	4,1316	5,9531	9,9160	11,392
862,88	3,6109	4,1284	5,9509	9,9147	11,398
1000,85	3,6042	4,1217	5,9380	9,8960	11,403
919,50	3,6088	4,1287	5,9468	9,9191	11,396
908,63	3,6068	4,1255	5,9466	9,9066	11,396
894,44	3,6085	4,1256	5,9459	9,9161	11,395
901,50	3,6110	4,1258	5,9415	9,8975	11,405
895,60	3,6088	4,1338	5,9445	9,9027	11,395

Les valeurs moyennes de $\frac{F}{\delta}$ sont inscrites dans la première ligne. Avec ces valeurs on a calculé

$$R = \frac{n' - n}{n - 1}, \quad d = \frac{n' - n}{n - 1}$$

et le coefficient b de la formule de Cauchy $n - 1 = \left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right)$.

Voici le Tableau des résultats :

Radiations.	Longueurs d'onde dans l'air.	R.	d.	b.
1.....	$0,6438^{\mu}$	0,9961	-0,0039	0,0085
D ₁	0,589616	»	»	»
3.....	0,5378	1,0042	+0,0042	0,0074
4.....	0,5085	1,0075	0,0075	0,0077
5.....	0,4800	1,0114	0,0114	0,0079
6.....	0,4677	1,0130	0,0130	0,0078
		Moyenne de b.....		0,0077

On voit que pour l'hydrogène, comme pour l'air, la formule

$$n - 1 = a \left(1 + \frac{0,0077}{\lambda^2}\right)$$

représente bien les résultats des expériences du côté du violet et donne un résultat trop faible du côté du rouge.

Entre les deux raies A et H du spectre, on trouve

$$\frac{n_H - n_A}{n_D - 1} = 0,035.$$

Réfraction absolue. — On a calculé la valeur de $\psi_{20} = \frac{l_0}{\lambda} (n - 1)_{20}$ par la formule

$$\psi_{20} = \frac{F}{P} [1 + (b - c)\theta - at + \alpha(t - 20)]$$

$$\left\{ 1 - \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P} - 1 \right] \right\};$$

$$b - c = 0,000161, \quad a = 0,000017, \quad \alpha = 0,003651.$$

Voici le Tableau des expériences :

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
A.....	2,30	1,78	3,08	3,91	4,12	2,56	1,64
A'.....	0,90	0,22	1,16	2,15	2,28	0,87	0
B.....	1,60	1,05	2,23	3,11	3,34	1,76	0,87
B'.....	1,50	0,96	2,03	2,95	3,06	1,64	0,77
P.....	1376,62	1484,80	1721,96	1600,24	1555,36	1556,54	1553,44
F.....	801,5	862,9	1000,85	919,5	894,4	901,5	895,6
θ	19,50	19	18,50	22	21,9	22	21,95
t	17°,50	17°,95	17°,25	20°,30	20°,30	20°,30	20°,30
ψ_{20}	0,57913	0,57896	0,57840	0,57830	0,57870	0,57794	0,57800

Ces résultats sont d'une concordance très satisfaisante.

La moyenne est

$$\psi_{20} = 0,57850.$$

Elle donne pour

$$\psi_0 = \psi_{20}(1 + 0,003661 \times 20)$$

la valeur

$$\psi_0 = 0,62080.$$

La valeur de ψ_0 , correspondant à la pression de 0^m,76 de mercure, sera

$$\begin{aligned} \psi_{0^m,76} &= \psi \cdot \frac{1 + \beta 0,76}{1 + \beta} \\ &= 0,4718. \end{aligned}$$

Il en résulte que le rapport

$$\frac{\text{réfraction hydrogène}}{\text{réfraction air}} = 0,4750,$$

et pour la valeur de la réfraction de l'hydrogène à 0° et sous la pression de 0^m,76 de mercure

$$1000(n - 1) = 0,1390.$$

Ces valeurs diffèrent excessivement peu de celles trouvées par M. Mascart et les différences peuvent très bien s'expliquer par la différence du gaz soumis aux expériences, et par l'incertitude de la correction qu'on fait

subir aux résultats trouvés pour éliminer l'erreur résultant de l'impureté du gaz.

Je n'ai pas fait de correction de ce chef, ayant supposé le gaz pur; mais, comme je ne suis pas sûr, comme on l'a vu, qu'il n'y ait pas $\frac{1}{1000}$ d'impureté, voyons quelle correction cela entraîne.

Appliquons la loi des mélanges.

Désignons par $Ob - 1$ la réfraction du gaz étudié,

» $H - 1$ celle de l'hydrogène pur,

» $a - 1$ celle de l'air.

On a

$$1000 (Ob - 1) = 999 (H - 1) + a - 1;$$

or on sait que

$$a - 1 = 2 (H - 1),$$

sensiblement, donc

$$(H - 1) = (Ob - 1) - \frac{1}{1000} (Ob - 1).$$

Nous obtenons alors pour la réfraction de l'hydrogène

$$0,13886,$$

qui se rapproche encore davantage du nombre de M. Mascart, qui est

$$0,1387.$$

Pour la dispersion, j'arrive à un résultat contraire à celui de M. Mascart. Je trouve l'hydrogène plus dispersif que l'air.

M. Mascart n'a probablement pas pu déterminer exactement la dispersion de l'hydrogène à cause de la disposition de son appareil, qui ne lui permettait pas d'obtenir pour δ , dans le cas de l'hydrogène, un nombre assez grand.

OXYDE DE CARBONE.

L'oxyde de carbone fut préparé par la décomposition de l'acide oxalique par l'acide sulfurique.

P.

Le gaz traversait un flacon laveur à potasse, où il se dépouillait de la plus grande partie de son acide carbonique et venait ensuite dans un ballon de 1^{lit} de capacité rempli d'une dissolution chlorhydrique de sous-chlorure de cuivre. L'oxyde de carbone se dissolvait dans cette liqueur jusqu'à saturation.

Le ballon était alors adapté à l'appareil. On le chauffait au bain-marie vers 40° environ. L'oxyde de carbone se dégagait, traversait un flacon laveur à eau, puis un laveur à potasse destinés à arrêter l'acide chlorhydrique qui pourrait être entraîné. Le gaz achevait de se dessécher en traversant deux éprouvettes à ponce sulfurique et un tube de 50^{cm} de longueur rempli de potasse récemment fondue.

On faisait l'analyse du gaz en l'absorbant avec la dissolution chlorhydrique de sous-chlorure de cuivre. Dans toutes les analyses faites, le résidu non absorbable a toujours été compris entre $\frac{4}{100}$ et $\frac{4}{200}$ du volume primitif.

Cette faible impureté n'a évidemment aucune influence sur la dispersion : on en tiendra compte dans le calcul de la réfraction.

Calcul de β .

	1.		2.		3.	
A...	3,11	2,28	2,30	1,53	1,16	0,71
A'...	2,78	1,95	2,02	1,25	0,83	0,38
B...	2,59	2,49	1,82	1,76	0,78	0,77
B'...	2,55	2,45	1,80	1,74	0,77	0,76
p...	291,97	293,32	255,02	255,50	316,92	317,28
f...	402,23	403,00	350,00	350,00	433,85	433,85
t...	22°,95	22°	22°,98	23°,05	23°,67	23°,68
β ...	$\beta = 0,0013$		$\beta = 0,0011$		0,0014	

J'ai adopté finalement $\beta = 0,0011$, parce que c'était cette valeur qui rendait le mieux ψ_{23} constante.

Dispersion. — Voici le Tableau des résultats des expériences :

F.	Rate 6.	Rate 5.	Rate 4.	Rate 3.	Rate 1.
	$\frac{F}{\delta} = 3,5976$	$\frac{F}{\delta} = 4,1120$	$\frac{F}{\delta} = 5,9270$	$\frac{F}{\delta} = 9,8730$	$\frac{F}{\delta} = 11,367$
	$\begin{matrix} M-0 \\ -5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} M-0 \\ +51 \end{matrix}$	$\begin{matrix} M-0 \\ -3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} M-0 \\ -38 \end{matrix}$	$\begin{matrix} M-0 \\ +1 \end{matrix}$
1386,7	3,5981	4,1069	5,9273	9,8768	11,366
144,02	3,5944	4,1089	5,9207	9,8695	11,370
1410,5	3,5945	4,1216	5,9269	9,8830	11,370
1312,1	3,5960	4,1127	5,9248	9,8656	11,366
1200,5	3,5984	4,1117	5,9270	9,8759	11,374
1330,0	3,6004	4,1163	5,9335	9,8687	11,372
1300,75	3,6046	4,1089	5,9254	9,8728	11,359
1130,94	3,5971	4,1107	5,9255	9,8747	11,366
1029,7	3,545	4,1096	5,9239	9,8725	11,368
976,5	3,5983	4,1128	5,9316	9,8833	11,366

Les moyennes des résultats de toutes ces expériences, très concordantes, sont inscrites dans la première ligne.

Elles ont permis de calculer les nombres du Tableau suivant :

Radiations.	Longueurs d'onde dans l'air.	$R = \frac{n' - 1}{n - 1}$	$d = \frac{n' - n}{n - 1}$	B.
1.	0,6438	0,9959	-0,0041	0,0092
D ₁	0,589616	»	»	»
3.....	0,5378	1,0045	+0,0045	0,0080
4.....	0,5085	1,0079	0,0079	0,0082
5.....	0,4800	1,0121	0,0121	0,0084
6.....	0,4677	1,0137	0,0137	0,0083

Pour l'oxyde de carbone aussi, la formule de Cauchy

$$n - 1 = a \left(1 + \frac{0,0082}{\lambda^2} \right)$$

représente bien les expériences du côté du violet et donne un résultat trop faible du côté du rouge.

On trouve avec cette formule que la dispersion entre les raies A et H du spectre $\frac{n_H - n_A}{n_D - 1}$ est égale à 0,0378.

Réfraction absolue. — Dans les calculs de la réfraction absolue j'ai adopté, pour la valeur de β , la valeur 0,0011 et j'ai calculé l'expression

$$\psi_{23} = \frac{F}{P} [1 + (b - c)\theta - at + \alpha(t - 23)]$$

$$\left\{ 1 - \beta \left[\frac{(A^2 - B^2) - (A'^2 - B'^2)}{P} - 1 \right] \right\};$$

$$b - c = 0,000161, \quad a = 0,000017, \quad \alpha = 0,00367, \quad \beta = 0,0011.$$

Voici le Tableau de sept expériences :

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
A.....	0,74	1,16	1,6	2,06	2,37	2,30	3,11
A'.....	0,01	0,38	0,79	1,25	1,47	1,25	1,95
B.....	0,38	0,79	1,22	1,68	1,96	1,82	2,59
B'.....	0,36	0,76	1,18	1,62	1,88	1,74	2,45
P.....	714,80	752,9	774,23	752,22	824,74	969,6	1020,33
F.....	976,47	1029,7	1059,82	1030,68	1130,94	1331	1404,2
θ	25	24,95	24,75	24,60	25,30	24,85	23,80
ℓ	23°,70	23°,68	23°,60	23°,58	23°,40	23°,05	22°,90
ψ_{23}	1,37485	1,37510	1,37500	1,37516	1,37490	1,37480	1,37542

Ces expériences, sauf la dernière, où la correction relative à β prend une plus grande importance, sont d'une concordance aussi satisfaisante que possible.

La moyenne de ces valeurs est 1,37496.

On aura la valeur de $\psi_0 = \frac{e_0}{\lambda} (n - 1)_0$, relative à la température 0°, par la relation

$$\psi_0 = \psi_{23} (1 + 23 \times 0,00367);$$

on trouve

$$\psi_0 = 1,4910.$$

La correction relative à l'impureté se fera d'après la relation

$$99(\text{CO} - 1) + \alpha - 1 = 100\psi_0;$$

or, on a sensiblement

$$\alpha - 1 = \frac{1}{1,15} (\text{CO} - 1);$$

on tire de là, pour la valeur $(\text{CO} - 1)$, réfraction de l'oxyde de carbone à 0° et sous la pression de 1^m de mercure,

$$\psi_0 = 1,49294.$$

Le rapport de la réfraction de l'oxyde de carbone à la réfraction de l'air est

$$\frac{1,49294}{1,3071} = 1,1422,$$

ce qui donne, pour la réfraction de l'oxyde de carbone à 0° et sous la pression de 0^m,76 de mercure,

$$1000(n - 1) = 0,3342.$$

M. Mascart a donné pour le rapport des réfractions 1,1446, et pour la valeur de la réfraction 0,3350.

ACIDE CARBONIQUE.

L'acide carbonique fut préparé par l'action de l'acide chlorhydrique étendu sur le marbre. On employait un appareil à dégagement continu de Kipp. Le gaz traversait une éprouvette à pied contenant des morceaux de craie humectés d'eau, puis un flacon laveur à eau, destinés à arrêter les vapeurs d'acide chlorhydrique; puis le gaz traversait ensuite des appareils desséchants : flacon laveur à acide sulfurique, éprouvettes à ponce sulfurique préparées pour la circonstance.

Avant chaque introduction du gaz dans l'appareil, comme la dissolution chlorhydrique, revenant au contact de l'air, avait pu en dissoudre, on laissait le gaz se dégager au dehors immédiatement à la sortie de l'appareil de production.

On ne réussit cependant pas à avoir de l'acide carbonique rigoureusement pur. L'analyse était faite par la potasse. On en recueillait un assez grand volume, 200^{cc} environ. On l'absorbait par la potasse, et le résidu, trop faible pour être évalué dans la même éprouvette, était transvasé dans une petite éprouvette, où on le mesurait; il s'est toujours trouvé inférieur à 1^{cc}, sans cependant descendre jamais beaucoup au-dessous de cette valeur. Le gaz contenait donc $\frac{1}{200}$ d'air.

Dans toutes les expériences sur l'acide carbonique, on a compté F directement.

Voici une expérience à titre d'exemple :

$$F = 934,12.$$

	$m.$	$m_1.$	$\delta.$	$\frac{F}{\delta}.$
1.....	40,51	41,01	— 81,52	-11,458
D ₁	»	»	»	»
3.....	46,74	46,88	93,62	9,9778
4.....	77,63	78,15	155,78	5,9963
5.....	111,67	112,58	224,25	4,1657
6.....	127,50	128,64	256,14	3,6485

Voici le Tableau des expériences :

F.	Rate 6.		Rate 5.		Rate 4.		Rate 3.		Rate 1.	
	$\frac{F}{\delta} = 3,6490.$	$\frac{M-0}{\delta}$	$\frac{F}{\delta} = 4,1676.$	$\frac{M-0}{\delta}$	$\frac{F}{\delta} = 5,9980.$	$\frac{M-0}{\delta}$	$\frac{F}{\delta} = 9,9813.$	$\frac{M-0}{\delta}$	$\frac{F}{\delta} = 11,453.$	$\frac{M-0}{\delta}$
1505	3,6443	+47	4,1648	+28	5,9943	+37	9,9788	+25	11,445	+7
1381,6	3,6525	-35	4,1714	-38	6,0110	-130	10,0000	-187	11,447	+5
1550,87	3,6480	+10	4,1643	+33	5,9981	-1	9,9740	+73	11,445	+7
1558,28	3,6470	-20	4,1638	+38	5,9932	+48	9,9737	-76	11,446	+6
1528,74	3,6527	-37	4,1728	-52	6,0037	-57	9,9825	-12	11,455	-3
1612,43	3,6480	+10	4,1664	+12	6,0017	-37	9,9890	-77	11,459	-7
743,75	3,6487	+3	4,1654	+22	5,9980	0	9,9755	+58	11,461	-9
736,00	3,6504	-14	4,1674	+2	5,9969	+11	9,9801	+12	11,457	-5
730,27	3,6480	+10	4,1677	-1	6,0010	-30	9,9941	-128	11,446	+6
810,46	3,6452	+28	4,1633	+43	5,9928	-52	9,9725	-88	11,458	-6
934,12	3,6485	+5	4,1657	+19	5,9963	+17	9,9778	+35	11,458	-6
942,54	3,6541	-51	4,1779	+103	5,9887	-7	9,9782	+31	11,453	-1
1549,00	3,6547	-57	4,1676	0	5,9971	-9	9,9768	+45	11,453	-1

Pour l'expérience dont les résultats sont dans la dernière ligne, un accident ayant empêché de compter les franges, le nombre 1549 a été obtenu en prenant, comme valeur de δ pour la raie δ , la valeur moyenne des expériences précédentes.

Au moyen des valeurs moyennes de $\frac{F}{\delta}$ qui sont consignées dans la première ligne, on a calculé les nombres du Tableau suivant :

Raies.	Longueur d'onde dans l'eau.	$R = \frac{n' - 1}{n - 1}$	$d = \frac{n' - 1}{n - 1}$	b .
1.....	$0,6438^{\mu}$	0,9966	-0,0034	0,0075
D ₁	589616	»	»	»
3.....	5378	1,0035	0,0035	0,0062
4.....	5085	1,0062	0,0062	0,0064
5.....	4800	1,0094	0,0094	0,0065
6.....	4677	1,0106	0,0106	0,0064

Pour l'acide carbonique comme pour les gaz précédents, la formule

$$n - 1 = \alpha \left(1 + \frac{0,0064}{\lambda^2} \right)$$

donne bien les résultats des expériences pour les radiations du côté du violet, mais un résultat trop faible pour les radiations du côté du rouge.

Entre les deux raies A et H du spectre, la dispersion $\frac{n_H - n_A}{n_D - 1}$ est égale à 0,0313.

Réfraction absolue. — Je n'ai pas déterminé directement pour l'acide carbonique la valeur du coefficient β . Mes expériences étant faites à 16° et M. Mascart ayant étudié la réfraction de l'acide carbonique à 17°, j'ai pris la valeur de β qu'il a déterminée, soit 0,0072.

On verra, d'ailleurs, que cette valeur convient parfaitement en remarquant que les différentes valeurs de ψ_{16} obtenues sont bien concordantes.

Voici le Tableau des expériences :

P.

8

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
A.....	2,30	3,06	2,29	1,86	1,35	2,07	1,99	1,68	1,57
A'.....	1,59	2,20	1,47	1,09	0,51	1,65	1,57	1,23	1,05
B.....	1,97	2,67	1,89	1,46	0,95	1,88	1,80	1,47	1,33
B'.....	1,95	2,60	1,88	1,41	0,91	1,84	1,76	1,44	1,30
P.....	715,59	793,62	804,36	806,71	801,48	384,43	381,84	422,44	487,83
F.....	1381,6	1550,8	1558,2	1549	1528,7	743,7	736	810,4	934,1
θ	17,5	16,5	16,8	16,1	16,8	16	17,2	16,8	16,7
t	16°	15°,6	15°	15°,3	15°,3	15°,1	15°,6	15°,7	15°,9
ψ_1	1,89495	1,89624	1,89593	1,89404	1,89700	1,89476	1,89413	1,89493	1,89607

La moyenne de ces différentes valeurs donne

$$\psi_{16} = 1,8954,$$

qui donne pour

$$\begin{aligned}\psi_0 &= \psi_{16}(1 + 16 \times 0,00371), \\ \psi_0 &= 2,0079.\end{aligned}$$

En faisant la correction relative à l'impureté de $\frac{1}{200}$ par la formule

$$199(\text{CO}^2 - 1) + \alpha - 1 = 200(\text{Ob} - 1),$$

on obtient

$$(\text{CO}^2 - 1) = (1 + \frac{1}{200})(\text{Ob} - 1);$$

donc la valeur de ψ_0 relative à l'acide carbonique pur est

$$\psi_0 = 2,0112.$$

Le rapport de la réfraction de l'acide carbonique à celle de l'air est, par suite,

$$\frac{2,0112}{1,3071} = 1,5387,$$

nombre qui donne, pour la réfraction de l'acide carbonique à 0° et sous la pression de 0^m,76 de mercure pour la raie D₁,

$$1000(n - 1) = 0,4502.$$

En résumé, j'ai réalisé une disposition optique commode pour l'étude de la réfraction des gaz par la méthode des interférences.

Grâce à cela j'ai pu déterminer, avec plus de précision qu'on ne l'avait fait jusqu'ici, la dispersion des gaz étudiés et, de plus, j'ai profité de ces expériences pour obtenir en même temps, pour la réfraction absolue de chacun de ces gaz, en particulier pour celle de l'air qui présente un grand intérêt, un nombre qui me paraît au moins du même ordre de précision que ceux déjà donnés.

On remarquera que, pour les gaz étudiés, la dispersion va en croissant dans l'ordre suivant : air, acide carbonique, hydrogène, oxyde de carbone. Il ne semble y avoir aucun lien entre cette constante et la densité ou la réfraction du gaz. Cette conséquence fait penser qu'une théorie complète de l'influence de la matière pondérable sur les vibrations des molécules d'éther est bien difficile à édifier.

Vu et approuvé :

Paris, le 27 mai 1895.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 27 mai 1895.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
GRÉARD.



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Les acides tartriques.

Vu et approuvé :

Paris, le 27 mai 1895.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
G. DARBOUX.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 27 mai 1895.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
GRÉARD.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

22282

Quai des Grands-Augustins, 55.
